ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 7 AOUT 1944 ([1]).

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie qu'à l'occasion de la fête de l'Assomption la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 16 août au lieu du lundi 14.

CORRESPONDANCE.

M. **René Dubrisay** rend compte de l'usage qu'il a fait de la subvention qui lui a été attribuée sur la *Fondation Loutreuil* en 1943.

CALCUL DES PROBABILITÉS — *Sur un cas particulier remarquable de la régulation d'un débit aléatoire par un réservoir.* Note ([1]) de M. **Pierre Massé**.

Nous avons établi ([2]) les principes et les effets de la régulation d'un débit aléatoire par un réservoir.

Nous nous proposons ici d'appliquer ces généralités à un exemple remarquable.

I. Nous conservons l'hypothèse des périodes élémentaires indépendantes, et nous lui ajoutons celle d'économie et climat constants. La loi de probabilité des apports naturels est ainsi une loi non liée et indépendante du temps, $k(x)$.

On suppose d'autre part que l'exploitant du réservoir a souscrit un volume constant q_0, et que sa rémunération comprend pour chaque période une somme fixe cq_0, une recette a par mètre cube transmis au delà de q_0, et une pénalité b par mètre cube manquant ($a < b$). Dans ces conditions, l'utilité marginale $u(q)$ est égale à b pour $q < q_0$ et à a pour $q > q_0$.

On admet enfin que l'utilité marginale de la réserve résiduelle en fin d'exploitation, soit $s_1(x)$, est comprise entre a et b.

([1]) En raison de l'interruption de service du Chemin de fer Métropolitain, la séance de l'Académie est ouverte à 16h30m au lieu de 15h.

([1]) Séance du 24 juillet 1944.

([2]) *Comptes rendus*, 219, 1944, pp. 19 et 150.

Sous ces hypothèses, on démontre aisément les deux résultats suivants :

1° L'espérance marginale $s_n(x)$ est constamment comprise entre a et b.

2° La règle d'exploitation optimum est indépendante de l'expression précise de l'espérance marginale. Elle consiste à fournir, autant que faire se peut, le volume souscrit q_0, et à faire absorber par le réservoir, dans toute la mesure posible, l'écart entre le volume des apports naturels x et le volume souscrit q_0 (schéma de diffusion sur un segment limité).

II. Il est possible dès lors de calculer *directement* l'espérance marginale.

Matérialisons sous forme de couche d'huile la tranche supérieure de 1^{m^3} du réservoir, et considérons les éventualités suivantes :

a. Le réservoir s'étant rempli, la couche d'huile est vendue comme excédent au cours de la 1re, de la 2e, ... de la $n^{\text{ième}}$ période.

b. Le réservoir s'étant vidé, la couche d'huile sert à diminuer les défaillances au cours de la 1re, de la 2e, ... de la $n^{\text{ième}}$ période.

c. Le réservoir ne s'étant ni rempli ni vidé, la couche d'huile reste en stock en fin d'exploitation.

Soient $K(X, Y)$, $K^0(X, O)$, $K^M(X, M)$ la loi de passage élémentaire d'un état à un autre du réservoir, telle qu'elle découle de la règle d'exploitation optimum.

Soit $K^{(n)}(X, Y)$ la densité de probabilité de passage, en n périodes, de l'état X à l'état Y du réservoir sans passer par aucun des deux états extrêmes. On a

$$s_{n+1}(X) = a\varpi_a^{(n+1)}(X) + b\varpi_b^{(n+1)}(X) + \int_0^M K^{(n)}(X, Y)s_1(Y)\,dY,$$

$\varpi_a^{(n+1)}(X)$ et $\varpi_b^{(n+1)}(X)$ étant les probabilités des éventualités a et b ci-dessus, soit

$$\varpi_a^{(n+1)}(X) = K^M(X, M) + \int_0^M K(X, Y)K^M(Y, M)\,dY + \ldots + \int_0^M K^{(n-1)}(X, Y)K^M(Y, M)\,dY,$$

$$\varpi_b^{(n+1)}(X) = K^0(X, O) + \int_0^M K(X, Y)K^0(Y, O)\,dY + \ldots + \int_0^M K^{(n-1)}(X, Y)K^0(Y, O)\,dY.$$

Si n augmente indéfiniment, $s_{n+1}(X)$ tend vers une limite indépendante des conditions finales

$$s_0(X) = a\varpi_a(X) + b\varpi_b(X).$$

III. On retrouve ces résultats en appliquant la méthode générale de notre première Note.

La relation de récurrence s'écrit

$$s_{n+1}(X) = \int_0^M K(X, Y)s_n(Y)\,dY + aK^M(X, M) + bK^0(X, O).$$

Elle se transforme à la limite en l'équation de Fredholm

$$s_0(X) = \int_0^M K(X, Y)s_0(Y)\,dY + aK^M(X, M) + bK^0(X, O).$$

Le développement précédent est celui qu'on obtient en appliquant, à cette équation de Fredholm, la méthode d'itération. En particulier, les probabilités $K^{(n)}(X, Y)$ coïncident avec les noyaux réitérés.

IV. Le processus d'itération des *probabilités des états successifs du réservoir* étant déjà linéaire dans le cas général, nos hypothèses particulières n'apportent ici aucune simplification appréciable. On trouve toutefois une *complémentarité* remarquable entre la loi des états et celle des lâchures du réservoir.

Enfin les résultats de la théorie générale conduisent à considérer, non pas l'espérance totale $S_{n+1}(X)$, mais la différence $S_{n+1}(X) - nW = \mathcal{S}_{n+1}(X)$, W étant la constante qui définit la valeur, rapportée à une période, de l'exploitation réglée par le réservoir. L'équation de récurrence à laquelle satisfait $\mathcal{S}_{n+1}(X)$ se transforme à la limite en une équation intégrale singulière avec second membre, qui a comme solutions

$$S_0(X) + \text{const.}, \qquad \text{avec } S_0(X) = \int_0^X s_0(X)\,dX.$$

La condition d'existence des solutions fournit d'ailleurs pour W l'expression

$$W = cq_0 + aA_1 + bB_1,$$

A_1 et B_1 étant, en régime limite, les valeurs probables des volumes des excédents et défaillances.

Comme on a pour l'exploitation naturelle (ou au fil de l'eau) l'expression analogue

$$W_0 = cq_0 + aA_0 + bB_0,$$

on voit que la valeur de la régulation $W - W_0$ est proportionnelle à $b - a$.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Frottement intérieur et plasticité des métaux.* Note [1] de MM. **Charles Crussard** et **Pierre Chevenard**, présentée par M. Léon Guillet.

Les lois expérimentales de la déformation plastique et de l'amortissement ne peuvent s'interpréter ni par l'hypothèse d'un frottement *solide*, ni par celle d'un frottement *visqueux* à la Coulomb. Un frottement du type solide conduirait à des résistances proportionnelles à la pression normale. Or G. I. Taylor [2] a montré que ni la valeur, ni même le signe de la contrainte normale n'ont d'effet sur la plasticité. Quant à l'hypothèse d'un frottement visqueux proportionnel à la vitesse, elle entraînerait un décrément proportionnel à la fréquence, alors que les cycles *couple-torsion* (C, α) sont d'autant plus enflés que la période est plus longue. Ce résultat prouve que l'hystérésis mécanique a pour cause

---

(1) Séance du 24 juillet 1944.

(2) *Proc. Roy. Soc.*, A, **116**, 1927, p. 39.

principale, sinon unique, une *relaxation par fluage*, et cette corrélation entre les deux phénomènes, soupçonnée depuis longtemps, est entièrement confirmée par nos propres expériences ([3]).

M. Marcel Brillouin ([4]) a tenté d'écrire l'équation du pendule de Coulomb de manière à tenir compte de la relaxation partielle du couple par fluage : il admet une vitesse $V = (\partial C/\partial t)$ à tout instant proportionnelle au couple C, et ses calculs conduisent à un décrément proportionnel à la période. Cette théorie explique donc l'enflure de plus en plus accusée des cycles (C, α) au fur et à mesure qu'ils sont décrits de plus en plus lentement; mais elle ne prévoit ni le déphasage entre V et C, ni la position de plus en plus penchée des cycles sur l'axe $O\alpha$, c'est-à-dire la baisse progressive du module de Coulomb moyen. Or nous avons montré que cette inclinaison progressive, phénomène quantitativement très important, surtout aux températures élevées, est dû à l'intervention de la *réactivité*. C'est donc en introduisant ce phénomène dans la théorie de M. Brillouin qu'on peut espérer la modifier de manière à mieux traduire les faits d'expérience.

Si un barreau tordu continue à se détordre après suppression du couple extérieur, cette déformation de réactivité est due à des *tensions internes* laissées par la torsion préalable. Supposons que ces tensions agissent comme un *couple interne* que nous admettrons, en première approximation, proportionnel à la torsion plastique $[\alpha - (C/K)]$, c'est-à-dire à la différence entre la torsion géométrique α et la torsion élastique C/K, K désignant la constante de torsion du barreau. Modifiant l'hypothèse de M. Brillouin, nous supposons la vitesse de relaxation V proportionnelle, non plus au couple extérieur C, mais à son excès sur le couple interne

$$V = b\left[C - a\left(\alpha - \frac{C}{K}\right)\right],$$

a et b désignant des constantes.

Cette hypothèse conduit aux expressions suivantes du couple C et de la vitesse V pour les cycles à déformation imposée, $\alpha = \alpha_0 \sin\omega t$,

$$C = C_0 \sin(\omega t + \varphi) - C_0 \sin\varphi\, e^{-b\left(1+\frac{a}{K}\right)t},$$
$$V = V_0 \sin(\omega t + \varphi') + \text{terme d'accomodation.}$$

Les courbes calculées (V, C) sont des ellipses, c'est-à-dire ont à peu près la forme de nos courbes expérimentales obtenues avec les métaux écrouis, essayés à chaud ([5]). La théorie ainsi modifiée explique donc un résultat expérimental

---

([3]) Z. Carrière, *Thèse*, Toulouse, 1905; H. Bouasse, *Ann. Fac. Sci.*, Toulouse, 2e série, 7, 1905, p. 406; P. Chevenard, *Symposium on effect of temperatures on the properties of metals*, Chicago, 1931; *Journal de Physique*, série VIII, 3, 1942, p. 105.

([4]) Cité d'après H. Bouasse, *loc. cit.*

([5]) P. Chevenard et Crussard, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 415.

important, le *déphasage constaté entre les jonctions périodiques* V *et* C; elle n'est cependant pas encore entièrement satisfaisante.

Nos calculs ne prévoient ni le changement du décrément avec l'amplitude pour une période donnée, ni sa variation en fonction de la période sous amplitude donnée; ils concluent à une phase φ variable avec la période et indépendante de l'amplitude, et c'est l'inverse que l'on constate; ils font croître $\varphi' - \varphi$ avec la période, en contradiction avec la loi de similitude représentée par la superposition des courbes réduites expérimentales $[(V/V_0), (C/C_0)]$ [6]; ces courbes, enfin, sont parfois fort éloignées d'être des ellipses, dans les métaux recristallisés notamment. Il faudra donc modifier nos hypothèses pour atteindre un nouveau degré d'approximation.

D'abord la vitesse V croît certainement plus vite que le couple agissant $C - a[\alpha - (C/K)]$; l'addition d'un terme proportionnel au cube de ce couple fait apparaître un harmonique d'ordre 3 dans les courbes (V, C) et leur donne une forme voisine de celle que fournit l'expérience, pour le zinc en particulier [6].

Il nous paraît, d'autre part [7], qu'il faut envisager deux sortes de tensions internes : outre celles qui, variant lentement dans la masse du barreau, créent le couple interne, il en existe d'autres localisées dans les surfaces de glissement des cristaux déformés. Ces tensions introduisent, principalement dans les métaux recristallisés, un *blocage* des glissements, qui se manifeste surtout au moment où la déformation change de sens. Nos études portent actuellement sur cet effet de blocage, le plus important au point de vue physique.

Ainsi, de même que l'hypothèse du champ moléculaire a permis à P. Weiss d'étendre aux corps ferromagnétiques la théorie du paramagnétisme de M. Langevin, l'introduction des *tensions internes* dans la théorie du frottement intérieur de M. Brillouin conduit à un meilleur accord avec l'expérience. On serrera de plus près encore la réalité en étudiant la distribution de ces tensions à l'intérieur du métal. On conçoit que, suivant la grosseur du grain et l'état plus ou moins écroui de l'échantillon, les glissements plastiques seront plus ou moins aisés et suivront avec plus ou moins de retard la déformation imposée α : d'où la variété d'aspect des cycles (C, α) et des courbes (V, C) révélée par nos expériences.

THERMODYNAMIQUE. — *Propagation de la chaleur dans un milieu hétérogène.* Note de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Aimé Cotton.

Considérons un milieu dont la conductibilité thermique K et la capacité calorifique γ sont, en chaque point, fonctions de l'abscisse x de ce point.

---

(6) P. Chevenard, Ch. Crussard et F. Aubertin, *Comptes rendus*, 219, 1944, p. 85.

(7) Ch. Crussard, *Revue de Métallurgie*, 41, 1944, p. 111; Kochendörrer, *Plastische Eigenschaften*, Berlin, 1941.

Limitons le milieu par deux plans A et A′ perpendiculaires à la direction $x'x$, et soit l la distance qui les sépare (A correspondant à $x=0$); étudions la propagation de la chaleur parallèlement à $x'x$.

En comptant le flux de chaleur $P(x, t)$ positivement dans le sens des x décroissants et en désignant par $\theta(x, t)$ la température, on sait que ces fonctions satisfont au système différentiel

$$(1)\quad \begin{cases} P = K\dfrac{\partial\theta}{\partial x}, \\ \dfrac{\partial P}{\partial x} = \gamma\dfrac{\partial\theta}{\partial t}. \end{cases}$$

Cherchons des solutions de la forme

$$P(x, t) = \sum_{i=1}^{i=\infty} P_i(x, t), \qquad \theta(x, t) = \sum_{i=1}^{i=\infty} \theta_i(x, t).$$

En remplaçant dans (1), il vient

$$K\frac{\partial\theta_1}{\partial x} + \sum_1^\infty\left(K\frac{\partial\theta_{i+1}}{\partial x} - P_i\right) = 0,$$

$$\frac{\partial P_1}{\partial x} + \sum_1^\infty\left(\frac{\partial P_{i+1}}{\partial x} - \gamma\frac{\partial\theta_i}{\partial t}\right) = 0.$$

Écrivons que les deux premiers termes de ces équations ainsi que toutes les parenthèses sont nulles; on obtient

$$\frac{\partial\theta_1}{\partial x} = 0, \qquad K\frac{\partial\theta_2}{\partial x} - P_1 = 0, \qquad \ldots;$$

$$\frac{\partial P_1}{\partial x} = 0, \qquad \frac{\partial P_2}{\partial x} - \gamma\frac{\partial\theta_1}{\partial x} = 0, \qquad \ldots.$$

Il apparaît que θ_1 et P_1 sont des fonctions arbitraires [respectivement $f(t)$ et $g(t)$] de la seule variable t; les autres fonctions θ_i et P_i se calculent de proche en proche; il vient ainsi (1)

$$\underset{n=1,2,\ldots}{\theta_{2n}} = g^{(n-1)}(t)\underbrace{\int_0^x \frac{1}{K}dx\int_0^x \gamma\,dx\ldots\int_0^x\frac{1}{K}dx}_{2n-1 \text{ intégrales}}, \qquad \underset{n=0,1,2,\ldots}{\theta_{2n+1}} = f^{(n)}(t)\underbrace{\int_0^x \frac{1}{K}dx\int_0^x \gamma\,dx\ldots\int_0^x\gamma\,dx}_{2n \text{ intégrales}};$$

$$\underset{n=1,2,\ldots}{P_{2n}} = f^{(n)}(t)\underbrace{\int_0^x \gamma\,dx\int_0^x \frac{1}{K}dx\ldots\int_0^x\gamma\,dx}_{2n-1 \text{ intégrales}}, \qquad \underset{n=0,1,2,\ldots}{P_{2n+1}} = g^{(n)}(t)\underbrace{\int_0^x \gamma\,dx\int_0^x \frac{1}{K}dx\ldots\int_0^x\frac{1}{K}dx}_{2n \text{ intégrales}}.$$

(1) Voir par exemple M. Parodi, *Journ. de Phys.*, 5, 1944, p. 23.

Finalement

$$
(2)\quad \left\{
\begin{aligned}
\theta(x, t) &= f(t) + \sum_1^\infty f^{(n)}(t) \int_0^x \frac{1}{K} dx \int_0^x \gamma\, dx \ldots \int_0^x \gamma\, dx \\
&\quad + \sum_1^\infty g^{(n-1)}(t) \int_0^x \frac{1}{K} dx \int_0^x \gamma\, dx \ldots \int_0^x \frac{1}{K} dx, \\
P(x, t) &= g(t) + \sum_1^\infty g^{(n)}(t) \int_0^x \gamma\, dx \int_0^x \frac{1}{K} dx \ldots \int_0^x \frac{1}{K} dx \\
&\quad + \sum_1^\infty f^{(n)}(t) \int_0^x \gamma\, dx \int_0^x \frac{1}{K} dx \ldots \int_0^x \gamma\, dx,
\end{aligned}
\right.
$$

les développements étant convergents si K et γ sont bornés dans le domaine $(0, l)$ et si $f^{(n)}(t)/f^{(n-1)}(t)$, comme $g^{(n)}(t)/g^{(n-1)}(t)$, a une limite finie pour $n = \infty$.

Il apparaît immédiatement que $f(t)$ et $g(t)$ représentent respectivement la température et le flux de chaleur dans le plan A $(x = 0)$.

Supposons que l'on connaisse l'expression $f(t)$ de la température dans le plan A et celle $\Pi(t)$ du flux de chaleur dans le plan A'; la distribution de la chaleur dans le milieu sera connue si l'on sait calculer $g(t)$.

Faisons $x = l$ dans la seconde des équations (2), nous aurons à résoudre l'équation différentielle en $g(t)$ à coefficients constants d'ordre infini,

$$
(3)\qquad \Pi(t) = g(t) + \sum_1^\infty g^{(n)}(t)\, a_n(l) + \sum_1^\infty f^{(n)}(t)\, b_n(l),
$$

a_n et b_n ayant des significations évidentes.

Posons

$$
\Pi(t) - \sum_1^\infty f^{(n)}(t)\, b_n(l) = \Phi(l, t),
$$

une solution de (3) peut s'écrire

$$
g(t) = \Phi(l, t) + \alpha_1 \frac{\partial \Phi(l, t)}{\partial t} + \alpha_2 \frac{\partial^2 \Phi(l, t)}{\partial t^2} + \alpha_3 \frac{\partial^3 \Phi(l, t)}{\partial t^3} + \ldots,
$$

$1, \alpha_1, \alpha_2, \ldots$, étant les coefficients du quotient de la division de 1 par $1 + \sum_1^\infty a_n x^n$, comme on le vérifie sans peine.

$g(t)$ étant ainsi déterminé, on connaît une solution du problème; il reste, dans chaque cas particulier, à vérifier la convergence du développement de $g(t)$.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur un point de transition présenté par les cristaux de bichromate d'ammonium.* Note de M. **Jean Jaffray**, présentée par M. Aimé Cotton.

Pauling [1] avait cru pouvoir affirmer que la transformation d'ordre supérieur que présentent un certain nombre de sels d'ammonium se produit à une température d'autant plus basse que l'anion du sel est plus gros. Cette règle, qui n'est vérifiée que grossièrement entre — 27° C. et — 60° C. par les halogénures, le sulfate, le nitrate, l'arséniate et le cyanure d'ammonium, présente une exception tres nette dans le cas du phosphate monoammonique, étudié précédemment [2] et dont la température de transition est 19°,2 C. Une seconde exception est constituée par le bichromate d'ammonium et fait l'objet de la présente Note.

J'ai réalisé la dilatométrie des cristaux de ce sel dans le toluène et le tétrachlorure de carbone où ils sont insolubles, suivant une méthode utilisée précédemment [3]. Un grand nombre d'expériences ont été faites avec des dilatomètres et des remplissages différents, par températures croissantes ou décroissantes.

Le volume moléculaire V des cristaux de bichromate d'ammonium diminue lentement et régulièrement quand on fait décroître la température à partir de la température ambiante. Vers — 2°,5 C., la diminution devient tout à coup plus rapide, sans qu'il y ait discontinuité dans la valeur du volume; puis elle s'atténue à mesure que la température diminue. La courbe $V(t)$ a une forme qui ressemble tout à fait à celles qui ont été publiées pour le méthane [4], le nitrate de sodium [5] et le sulfate de cuivre pentahydraté [3]; celle que reproduit la figure 1 a été tracée, à partir des résultats de cinq expériences faites dans le toluène, par températures décroissantes.

Il s'agit donc bien ici d'une transformation d'ordre supérieur, caractérisée par une continuité du volume et une discontinuité du coefficient de dilatation cubique à une certaine température. A 0° C., le coefficient de dilatation cubique des cristaux de bichromate d'ammonium est voisin de 10^{-4}; à la température de transition, il prend une valeur dix fois plus grande, puis se met à décroître lentement à mesure que la température diminue.

Il ne m'est pas possible actuellement de préciser si cette variation brusque

(1) *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 430, cité par Klug et Johnson, *J. Am. Chem. Soc.*, 59, 1937, p. 2061.

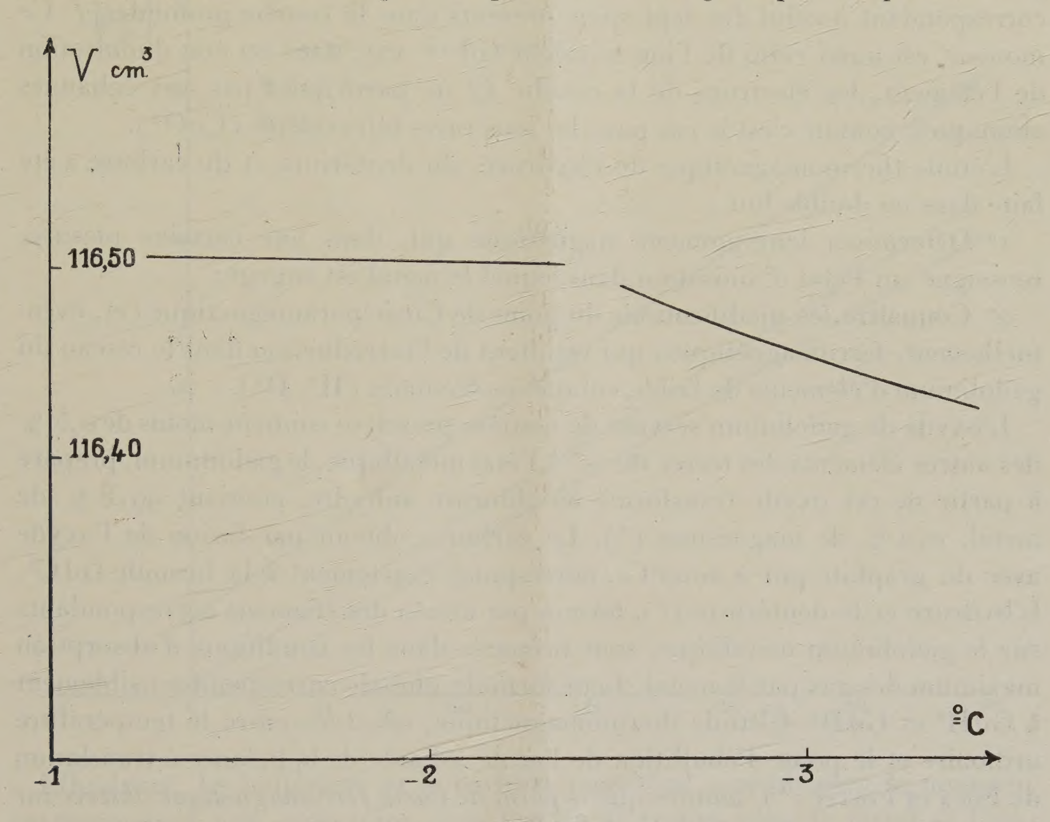
(2) J. Jaffray, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 798.

(3) E. Brun et J. Jaffray, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 371; *Cahiers de Physique*, 21, 1944, p. 25.

(4) Heuse, *Zeits. physik. Chem.*, A, 147, 1930, p. 255.

(5) Kracek, *J. Am. Chem. Soc.*, 53, 1931, p. 2609.

du coefficient de dilatation a lieu effectivement à une température unique, ce qui entraînerait l'existence d'un point anguleux sur la courbe V(t) et classerait la transformation parmi celles du second ordre, suivant la nomenclature d'Ehrenfest, ou si la variation rapide du coefficient de dilatation s'étale sur un petit domaine de température, et si, par conséquent, les deux régions de la courbe V(t) se raccordent par un petit arc le long duquel la pente de la



tangente varie très rapidement, ce qui serait le propre d'une transformation *diffuse*. Mais, si cette dernière alternative a lieu, le domaine où se produit cette transformation est certainement inférieur à 0°,1.

Si l'on ne prend pas de précautions spéciales, les phénomènes sont nettement différents suivant qu'on opère par températures croissantes ou décroissantes. Même en opérant lentement, de façon à réaliser constamment des régimes quasi permanents, il est probable qu'une certaine hystérèse thermique se manifeste, mais son amplitude ne dépasse pas 0°,1 C.

Ces deux circonstances limitent la précision avec laquelle on peut donner la température de transition du bichromate d'ammonium. J'admets pour cette valeur — 2°,4 ± 0°,2 C.

MAGNÉTISME. — *Propriétés magnétiques de l'hydrure, du deutériure et du carbure de gadolinium.* Note de M. **Félix Trombe**, présentée par M. Aimé Cotton.

Le gadolinium métallique, dont le point de Curie est à 16°C. (289°K.) (1), possède, dans ses états ferromagnétique (1) et paramagnétique (2), le moment correspondant à celui des sept spins présents dans la couche profonde $4f$. Ce moment est aussi celui de l'ion trivalent Gd^{+++} car, dans cet état d'ionisation de l'élément, les électrons de la couche $4f$ ne participent pas aux échanges chimiques, comme c'est le cas pour les ions rares tétravalents (CeO^2).

L'étude thermomagnétique de l'hydrure, du deutériure et du carbure a été faite dans un double but :

1° Déterminer leur moment magnétique qui, dans une certaine mesure, renseigne sur l'état d'ionisation dans lequel le métal est engagé;

2° Connaître les modifications du point de Curie paramagnétique (et, éventuellement, ferromagnétique) qui résultent de l'introduction dans le réseau du gadolinium d'éléments de faible volume moléculaire (H^2, D^2).

L'oxyde de gadolinium servant de matière première contient moins de 0,5 % des autres éléments des terres rares. A l'état métallique, le gadolinium, préparé à partir de cet oxyde transformé en chlorure anhydre, contient 99,8 % de métal, 0,2 % de magnésium (3). Le carbure, obtenu par fusion de l'oxyde avec du graphite pur à 2000°C., correspond exactement à la formule GdC^2. L'hydrure et le deutériure (4), formés par action des éléments correspondants sur le gadolinium métallique, sont préparés dans les conditions d'absorption maximum des gaz par le métal. Leur formule globale correspond sensiblement à GdH^2 et GdD^2. L'étude thermomagnétique, effectuée entre la température ordinaire et le point d'ébullition de l'azote à l'aide de la balance à translation de Foex et Forrer (5), montre que *le point de Curie ferromagnétique observé sur le métal disparaît dans les composés binaires étudiés.* La représentation en $1/\chi$ et T (figure) donne, pour le carbure, le deutériure et l'hydrure, des droites parfaitement définies, suivant la relation de Weiss $\chi(T-\theta) = C$.

	Gadolinium métal.	Hydrure GdH^2.	Deutériure GdD^2.	Carbure GdC^2.
Point de Curie paramagnétique θ°K....	+302,7	+11	− 6,5	−44
Constante de Curie C_M................	7,842	7,640	7,575	7,845
Moment conventionnel μ_W............	39,28	38,72	38,61	39,30
Moment conventionnel μ_B.............	7,94	7,83	7,81	7,95
Moment spectroscopique μ_{SB}...........	7,01	6,91	6,89	7,02
Densité mesurée à 21°C................	7,83	6,45	6,20	5,45

(1) G. Urbain, P. Weiss et F. Trombe, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 2132.

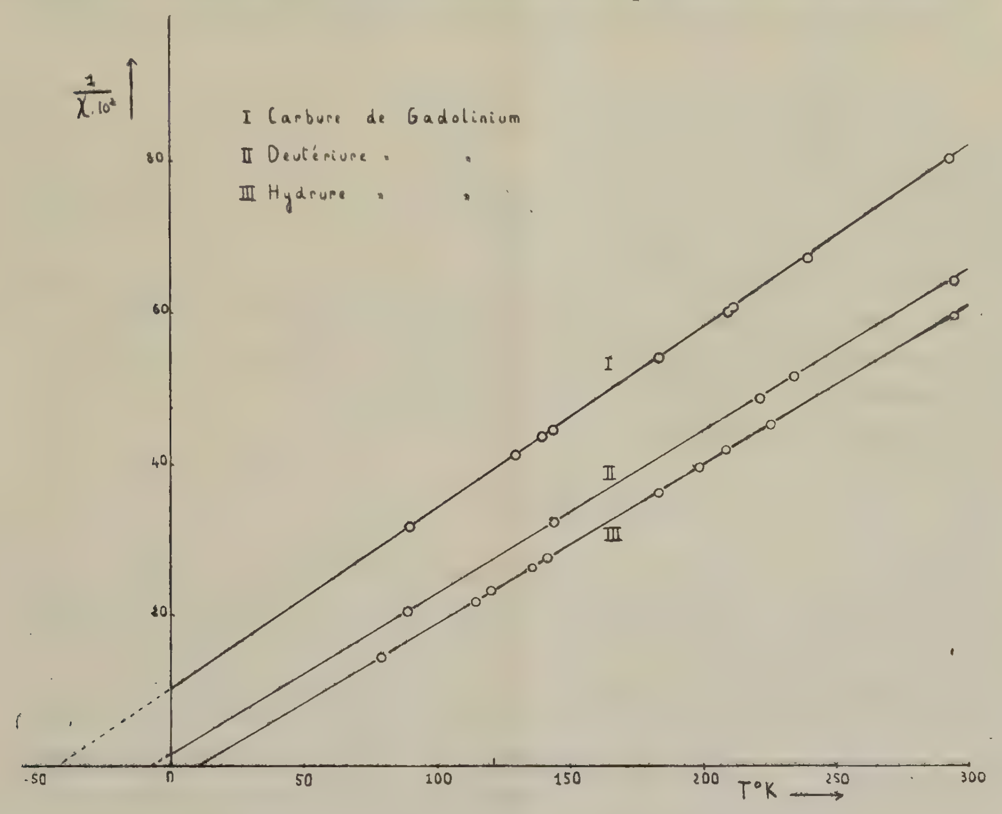
(2) F. Trombe, *ibid.*, **201**, 1935, p. 652.

(3) F. Trombe et F. Mahn, *ibid.*, **217**, 1943, p. 603.

(4) Le deutériure de gadolinium a été préparé par R. Viallard.

(5) *Journ. de Phys.*, 6e série, **7**, 1926, p. 180.

La valeur de la constante de Curie étant connue, le moment conventionnel ($\sigma^2 = 3RC_M$) de Langevin peut être calculé. Le moment spectroscopique $\mu_{SB} = \mu_S/\sqrt{(S+1)/S}$, que l'on peut valablement admettre pour le gadolinium ($S = 7/2$) est également indiqué dans le tableau qui résume ces résultats.



L'hydrure, le deutériure et le carbure possèdent sensiblement le moment, correspondant aux sept spins, que l'on avait trouvé pour le métal et l'ion. Aucun des électrons de la couche profonde $4f$ ne participe donc à la formation de ces composés, ce qui, pour le carbure GdC^2 n'était pas évident. Le point de Curie paramagnétique θ est d'autant plus bas que la densité mesurée est plus faible. Pour l'hydrure et le deutériure, qui cristallisent vraisemblablement dans le même système, une variation de densité de 6,45 à 6,20 entraîne une diminution du point de Curie de $+11°$K. à $-6,5°$K.

OPTIQUE. — *Sur la comparaison des dispersions rotatoires naturelle et magnétique des corps actifs*. Note de M. **Roger Servant**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'inexactitude de la loi de Wiedemann (loi de proportionnalité des pouvoirs rotatoires naturel et magnétique des corps actifs) a été prouvée par E. Darmois [1]

[1] *Ann. Chim. et Phys.*, **22**, 1910, pp. 247 et 495.

sur des exemples décisifs. Cependant on a signalé depuis ([2]) quelques cas où cette loi paraît s'appliquer, mais aucune explication satisfaisante n'en a été donnée. D'autre part, seules les substances diamagnétiques ont été envisagées jusqu'ici et il reste à examiner le cas important des cristaux paramagnétiques actifs étudiés depuis peu ([3]). Ces diverses questions peuvent être discutées à la lumière des remarques suivantes :

I. *Corps actifs diamagnétiques.* — Les infractions à la loi de Wiedemann sont très nombreuses. On en a donné une explication ([4]) dans le cas où plusieurs bandes d'absorption interviennent. Leur existence est confirmée par la différence de forme des *anomalies* de rotation diamagnétique ([5]) et de rotation naturelle (effet Cotton) dans les bandes d'absorption.

Cependant la règle de Wiedemann semble pouvoir être vérifiée dans quelques cas exceptionnels : si par exemple on envisage le cas simple où le pouvoir rotatoire naturel α obéit à une formule de Borns-Gans à un terme, et si l'on désigne par α_m le pouvoir rotatoire magnétique, on trouve facilement, que le rapport α/α_m est de la forme

$$\frac{\alpha}{\alpha_m}=\frac{3n}{n^2+2}\,\mathrm{A}\left(1-\frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right).$$

Ce rapport n'est pas constant quand la longueur d'onde varie, mais, si λ_0 est petit vis-à-vis de λ et si la dispersion du facteur $3n/(n^2+2)$ est négligeable, la loi de Wiedemann peut se vérifier approximativement. Ainsi s'expliquent les résultats d'Ingersoll dans l'infrarouge et de Lowry dans le visible.

Dans le cas général les écarts importants à la loi de Wiedemann doivent, à mon avis, être attribués, non seulement à la différence de forme algébrique des dispersions, mais encore à l'existence de *décalages* entre l'activité optique naturelle et la réfractivité ([6]). Ceux-ci se traduisent par une différentiation des longueurs d'onde réduites actives pour les pouvoirs rotatoires naturel et magnétiques. Dans le cas du camphre par exemple, qui est une exception caractérisée à la règle de Wiedemann, on peut admettre que la bande d'absorption cétonique, qui est très faible mais agit fortement sur le pouvoir rotatoire naturel (à cause de son facteur de dissymétrie élevé), n'agit sensiblement pas sur sa réfractivité. Celle-ci est *commandée* par une bande plus lointaine, qui est la seule à agir pratiquement sur le pouvoir rotatoire magnétique. Ainsi la rotation magnétique apparaît comme *normale* à travers la bande d'absorption (avec en réalité une anomalie diamagnétique très faible), alors que le pouvoir rotatoire

---

([2]) T. M. Lowry, *Optical rotatory power*, London, 1935, p. 167.

([3]) N. Underwood, F. G. Slack et E. B. Nelson, *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 355; L. R. Ingersoll, Philip Rudnick et F. G. Slack, *ibid.*, 55, 1939, p. 672 A; F. G. Slack et Philip Rudnick, *Phil. Mag.*, 28, 1939, p. 241.

([4]) G. Bruhat, *Traité de polarimétrie*, Paris, 1930, p. 380.

([5]) A. Cotton et R. Servant, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 513.

([6]) R. Servant, *Journal de Physique*, 3, 1942, p. 90.

naturel est fortement *anormal* et change de signe. Cette interprétation s'appliquerait à un grand nombre de cas.

II. *Corps actifs paramagnétiques.* — Si l'on exprime, suivant la théorie de J. Becquerel et Ladenburg, la rotation paramagnétique α_{pm} et si l'on forme le rapport α/α_{pm}, on trouve facilement qu'il est de la forme

$$\frac{\alpha}{\alpha_{pm}} = \frac{3n}{n^2+2}\,B.$$

Il est donc cette fois sensiblement constant, mais ceci ne paraît pas susceptible d'une vérification directe, le terme α_{pm} s'accompagnant d'un terme diamagnétique souvent prépondérant. Par contre, les *anomalies* de rotation paramagnétique dans les bandes d'absorption ([7]) ont même forme ([8]) que les anomalies de rotation naturelle. La loi de Wiedemann doit donc leur être directement applicable lorsqu'elles sont simultanées.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Corrosion dans les vases, de quelques aciers spéciaux.* Note de M. **Vsevolod Romanovsky**.

Au cours des travaux effectués en vue de la détermination des propriétés physiques des vases, j'ai observé, à maintes reprises, l'oxydation des aciers spéciaux dans les vases marines.

Ces constatations ont été précisées lors de la recherche d'un alliage pour la construction du plongeur du rigidimètre B. E. R. Cet alliage devait résister à l'action oxydante des vases marines.

J'ai ainsi effectué des essais de corrosion en plongeant des plaques d'acier poli dans des bacs contenant la vase et en les y laissant pendant deux mois. Les dimensions des plaques de métal étaient identiques. Le polissage était obtenu à l'aide de feutres gras. Les plaques ont été lavées à l'éther pour éliminer les graisses qui auraient pu protéger le métal.

La partie supérieure de la plaque était en dehors du milieu oxydant, sa partie médiane plongeait dans l'eau et sa partie inférieure se trouvait entièrement immergée dans la vase.

Pour la simplification du tableau ci-après une échelle des degrés d'oxydation a été dressée :

0, aucune corrosion;
1, aucune corrosion, léger ternissement, dépôt calcaire;
2, légère corrosion sans pellicule rouge;
3, légère oxydation avec apparition d'une légère pellicule rouge;
4, forte oxydation avec pellicule rouge foncé;
5, forte corrosion sans pellicule rouge.

Les essais effectués sur 7 métaux m'ont permis de dresser le tableau suivant :

([7]) A. Cotton, *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 915; M. Schérer, *ibid.*, 195, 1932, p. 950.
([8]) R. Servant, *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 480.

Métal.	Composition %.	Eau de mer.	Vase marine dans la masse.	Vase marine en surface.	Vase eau douce dans la masse.	Vase eau douce en surface.
Acier au nickel...........	Ni 6	1	1	4	0	0
» »	Ni 25	0	0	2	0	0
» » (platinite)..	Ni 46	0	0	1	0	0
» au nickel-chrome....	Ni 8, Cr 18	0	0	3	0	0
» »	Ni 7, Cr 19	0	0	3	0	0
» au chrome.........	Ni 0,4, Cr 17	0	0	4	0	0
» »	Cr 13	0	0	4	0	0
» ordinaire...........	–	5	5	4	1	4

Les résultats de l'oxydation d'un acier ordinaire ne figurent, dans ce tableau, qu'à titre comparatif.

L'examen du tableau permet de faire les constatations suivantes sur la corrosion des aciers dits *inoxydables* :

1° tous ces aciers sont pratiquements inoxydables dans l'eau de mer;

2° tous ces aciers sont pratiquements inoxydables lorsqu'ils sont entièrement plongés dans la vase marine;

3° tous les aciers spéciaux analysés subissent une importante corrosion lorsqu'ils traversent la surface de la vase ou lorsqu'ils sont soumis à des immersions et émersions successives;

4° tous les aciers sont absolument inoxydables dans les vases d'eau douce même en contact avec la pellicule superficielle;

5° ils ont une tenue exceptionnellement bonne en comparaison avec celle des aciers ordinaires.

Ces quelques constatations nous permettent de tirer des conclusions :

1° les aciers au nickel semblent se comporter mieux que ceux qui ne contiennent que du chrome. L'alliage 18/8 n'a pas une bonne tenue, tandis que la *platinite* se comporte bien, même lorsqu'elle est soumise aux conditions les plus défavorables;

2° la partie la plus oxydante de la vase est constituée par la surface supérieure. Il se forme rapidement une pellicule rouge où se développent vraisemblablement des bactéries strictement aérobies dont l'action exacte demande à être précisée.

Il est indispensable, dans la pratique, de plonger entièrement dans les vases les objets qui sont destinés à travailler dans ce matériau.

Au cas où la surface supérieure de la vase devrait être traversée par l'acier, il est utile de le recouvrir d'un enduit protecteur.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Magnétochimie et propriétés cancérigènes des hydrocarbures isocycliques et hétérocycliques.* Note [1] de M. **Adolphe Pacault.**

Nous avons montré [2] que la magnétochimie permettait d'isoler deux groupes de structures mésomères, que nous avons assimilées aux structures de

---

(1) Séance du 10 juillet 1944.

(2) *Comptes rendus*, 219, 1944, p. 158.

Kékulé et aux structures de Dewar. En chimie organique aromatique, les formes Dewar sont les moins fréquentes et elles ne sont nombreuses, dans la liste récemment publiée, qu'en raison du choix d'hydrocarbures ayant des propriétés biologiques particulières.

On constate en effet que le 1.2-benzanthracène, le 1.2.5.6-dibenzanthracène, la 1.2.5.6-dibenzacridine, le monocyclohexylacénaphtène, la 9-phénylpropylacridine sont à structure Dewar.

Or, les trois premiers sont cancérigènes, le quatrième est actuellement à l'essai et est présumé mitoclasique, le cinquième enfin n'a pas encore fait l'objet d'expériences biologiques. La 9-méthylbenzacridine, dans laquelle les structures Dewar prédominent, est actuellement en cours d'essai et est très probablement cancérigène.

Les structures de Kékulé ou de Dewar ne sont que des représentations formelles qui cachent un mécanisme électronique complexe.

Chaque atome de carbone a, sur les quatre électrons de sa couche L, trois électrons σ et un électron π (Hückel). Les électrons σ assurent les liaisons qui forment l'infrastructure du noyau benzénique, alors que les électrons π constituent les doubles liaisons. La mécanique ondulatoire a conduit Otto Schmidt ([2]) à relier le caractère cancérigène d'un hydrocarbure à la densité élevée des électrons π en des points particuliers de la molécule.

Nous pensons que tous les électrons π n'ont pas la même importance et que ceux du noyau à liaison Dewar sont privilégiés. Pour les distinguer des autres, nous les appellerons les électrons π_D. Alors que les électrons π tournent à l'intérieur des cycles benzéniques en constituant les doubles liaisons, les électrons π_D, au contraire, ne doivent plus avoir leur libre rotation, comme le montre la diminution du diamagnétisme, conformément à la théorie de Langevin. On pourrait admettre que ces électrons oscillent périodiquement.

Dans quelle mesure, d'autre part, cette diminution du diamagnétisme n'est-elle pas due à un paramagnétisme résultant d'une orientation moléculaire privilégiée consécutive à l'existence des électrons π_D, les phénomènes biologiques étant souvent solidaires de molécules orientées? Les réactions chimiques confirment l'importance de l'électron π_D. C'est ainsi, entre autres choses, que le 1.2.5.6-dibenzanthracène, hydrogéné en 9.10, n'est plus cancérigène, l'hydrogénation ayant pour effet de transformer les électrons π_D en électrons σ. Lorsque l'hydrogénation porte au contraire sur les autres carbones, le caractère cancérigène n'est pas modifié.

Nous précisons ailleurs qualitativement et quantitativement le caractère fondamental de l'électron π_D.

([2]) *Zeits. Phys. Chem.*, **42**, 1939, p. 83.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Union labile de l'oxygène au carbone. Influence des substituants en α. Cas du chlore.* Note de Mlle **Marie-Thérèse Mellier**, présentée par M. Marcel Delépine.

A l'encontre des méthoxyles [1], les atomes de chlore en 1.4 exercent une action stabilisante sur l'état de labilité de l'oxygène dans les photooxydiphénylanthracènes; il a été montré [2] en effet que le photooxyde dichloré-1.4 se dissocie à 195-200°, c'est-à-dire à température plus élevée qu'en l'absence de chlore (soit 180°); de plus, il semble que cette dissociation soit perturbée, puisque le rendement en oxygène libre est inférieur (77 % au lieu de 95 %).

Nous poursuivons ici l'étude de l'influence du chlore en α : il s'agit de la photooxydation de mésodiphénylanthracènes chlorés en 1 et 1.5.

Ces deux corps se photooxydent rapidement (environ 15 minutes par beau soleil), mais pas simplement, car ils se résinifient vite en solutions sulfocarboniques à la lumière; ils se rapprochent, en cela, des corps méthoxylés précédemment étudiés; malgré les précautions, les rendements en photooxyde purifié sont restés médiocres : 35 % dans le cas du photooxyde chloré-1; 20 % dans le cas du photooxyde dichloré-1.5.

Le photooxyde chloré-1 est un produit blanc-neige qui cristallise dans le sulfure de carbone sous forme d'aiguilles prismatiques; sa dissociation se fait à température normale (175-180°), mais ne donne qu'un rendement de 75 % en oxygène pur. On constate, encore ici, que le chlore en α ne mobilise pas l'oxygène du photooxyde comme le fait le méthoxyle en 1 : on a vu [3], en effet, que le photooxyde méthoxylé-1 se décompose à une température notablement abaissée (150°).

Le photooxyde dichloré-1.5 cristallise dans le sulfure de carbone sous forme de prismes presque incolores, jaune très pâle en masse; sa dissociation se fait à une température un peu supérieure (185-190°) et donne un rendement de 70 % en oxygène pur. Nous ne pouvons faire la comparaison avec le photooxyde diméthoxylé-1.5 puisque l'anthracène correspondant, en solution éthérée, subit sans changement, une insolation de 7 jours [4].

Si l'on compare l'action du chlore en α avec celle d'autres groupements, par exemple les méthoxyles, on constate qu'en α les deux actions sont en sens opposé (mobilisation de l'oxygène dans le cas du méthoxyle, stabilisation dans le cas du chlore), bien que l'atome d'halogène, comme l'atome d'oxygène, soit porteur de doublets libres d'électrons capables de participer à la mésomérie du système anthracénique.

Il semblerait, au contraire, qu'en β un halogène ait une influence sur la mésomérie comparable à celle du méthoxyle [5] puisque, dans le cas du photo-

(1), (2) Ch. Dufraisse et L. Velluz, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **9**, 1942, pp. 171 et 185.

(3) Ch. Dufraisse, L. Velluz et R. Demuynck, *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 111.

(4) Ch. Dufraisse et L. Velluz, *ibid.*, **212**, 1941, p. 270.

(5) Ch. Dufraisse, R. Demuynck et A. Allais, *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 487.

oxyde bromé en 2 [6], la décomposition a lieu à température plus basse (165°), avec un rendement en oxygène pur de 90 % ; à moins que le brome n'ait une action propre différente du chlore, ce qui reste à voir.

D'autre part il apparaît comme probable que l'influence du chlore en α n'est pas due à une cause de nature stérique, comme dans le cas du méthyle [7], puisque l'atome de chlore a un rayon d'encombrement spatial du même ordre de grandeur que celui de l'atome d'oxygène du méthoxyle. Peut-être s'agirait-il d'une action spécifique du chlore en α.

Les deux corps anthracéniques ont été préparés par la méthode usuelle, phénylation de l'anthraquinone correspondante et réduction par IH du diquinol formé. Le quinol et le carbure chlorés en 1 ont déjà été décrits. Nous avons préparé aussi facilement le dihydroxy-9.10 dihydro-9.10 diphényl-9.10 dichloro-1.5 anthracène $C^{26}H^{18}O^{2}Cl^{2}$: cristaux incolores, F inst. 273,5-274°; le diphényl-9.10 dichloro-1.5 anthracène $C^{26}H^{16}C^{12}$: cristaux jaunes F inst. 231,5-232°.

PHYSIQUE COSMIQUE. — *Recherches sur la lumière zodiacale.* Note de M. **Alexandre Dauvillier**, présentée par M. Charles Fabry.

Nous avons décrit [1] un photomètre enregistreur adapté à l'étude de la lumière zodiacale. L'objet de la présente Note est d'exposer les résultats des mesures effectuées avec cet appareil au Pic du Midi, depuis 1941.

Seules 66 courbes photométriques, obtenues dans des conditions parfaites, ont été retenues. Pour comparer quotidiennement les valeurs de l'intensité, l'ordonnée de la courbe est relevée 15 minutes après la fin du crépuscule astronomique, déduction faite de l'intensité de la lumière du ciel nocturne, relevée quelques heures plus tard, lorsque la lumière zodiacale a pratiquement disparu, ou, mieux, en orientant, pendant quelques instants, l'appareil en dehors de la lueur. Celle-ci est observée le soir, à l'Ouest, de janvier à mai et le matin, à l'Est, de juillet à décembre. Par suite de la latitude du Pic (43° N) elle est régulièrement observable à l'horizon nord, durant les quelques heures nocturnes, pendant les mois avoisinant le solstice d'été.

Les enregistrements ont montré que cette intensité pouvait varier, exceptionnellement, de 1 à 4 et, plus fréquemment, de 1 à 2, du jour au suivant. L'intensité maxima a été observée le 1er mars 1943 à 20h, tandis qu'une aurore polaire était signalée à Zagreb le 27 février et que la comète Whipple-Fedtke présentait un brusque regain d'activité le 28. Exceptionnellement forte le 1er, elle était normale le soir précédent et le soir suivant. Disons qu'au Pic du Midi, en période actuelle de minimum d'activité solaire, cette lueur, lors de son plein

---

[6] M. et Mme L. Velluz, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 5, 1938, p. 192.

[7] Ch. Dufraisse, M.-T. Mellier et G. Ragu, *Comptes rendus*, 218, 1943, p. 121.

[1] *Comptes rendus*, **219**, 1945, p. 124.

développement, nous apparaît toujours plus brillante que la Voie Lactée hors du Sagittaire. Pendant les *nuits claires* des 6 décembre 1942 et 31 août 1943, la lumière zodiacale avait des contours indistincts et l'appareil indiquait une intensité *minima*, peut-être parce qu'elle s'étendait au ciel tout entier. Très variable en mars et en avril 1943, elle a montré une lente décroissance régulière dans son intensité de décembre à mai 1944.

Les courbes photométriques offrent une parfaite régularité. Cependant, trois d'entre elles présentent, par ciel pur, des accidents positifs ou négatifs importants. L'observation montre que de pareils accidents négatifs ne peuvent être reproduits que par l'absorption exercée par des nuages, visuellement ou photographiquement très apparents, se projetant sur la lueur. Des voiles cirreux invisibles ne produiraient aucun effet d'une pareille amplitude.

Des accidents positifs pourraient être simulés par un phénomène auroral localisé dans la direction de la lueur. Bien que la constance de l'intensité lumineuse du ciel nocturne dans une direction voisine soit contrôlée, simultanément, par un second appareil enregistreur, dans le même domaine spectral, cette hypothèse, pourtant peu probable, n'est pas entièrement exclue.

Ces oscillations lentes ont une période d'une dizaine de minutes. Aucune oscillation, ondulation ou palpitation rapide, n'a jamais été observée, bien que la scintillation de Vénus, qui offre une intensité moindre, soit très apparente sur les courbes.

Bien que les observations visuelles en pareille matière ne puissent faire foi, signalons cependant que nous avons observé au Pic (avec M. H. Camichel), le 24 mars 1941 à 20^h, une soudaine quasi extinction d'une lumière zodiacale brillante (non enregistrée), suivie, peu après, d'une recrudescence en élongation et en intensité. L'absorption atmosphérique ne saurait être mise en cause, le ciel étant demeuré immuablement pur et la visibilité des étoiles voisines n'ayant pas changé. Ces variations demeurent cependant très rares, et ne peuvent être surprises que par une observation assidue effectuée dans une station de choix.

Les observations photographiques confirment, enfin, certains déplacements irréguliers, d'un jour à l'autre, de la lueur par rapport aux repères stellaires ou terrestres. L'axe de la lumière zodiacale n'est pas fixe et il ne se confond ni avec l'écliptique, ni avec l'équateur solaire. La forme de la lueur est, elle-même, variable. Elle présente parfois une aile diffuse vers le nord.

Toutes ces observations conduisent à rejeter la théorie classique de ce phénomène l'attribuant à la diffusion de la lumière solaire par un nuage lenticulaire de poussière cosmique entourant le Soleil et confirment sa théorie électrique. Après A. Hansky et K. Birkeland, nous considérons la lumière zodiacale comme le prolongement de la couronne solaire, soit comme la trace de jets électroniques animés d'une vitesse voisine de celle de la lumière et concentrés vers le plan équatorial magnétique solaire.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de la colchicine sur les tissus de Topinambour cultivés* in vitro. Note [1] de M. **Gilbert Martin**, présentée par M. Auguste Chevalier.

L'action de la colchicine sur les cellules végétales a fait l'objet de nombreux travaux (Mangenot, Havas, Gavaudan, Levan etc.) qui ont démontré que les cellules méristématiques placées en présence de cette substance sont le siège de mitoses anormales, appelées *stathmocinèses*, aboutissant à la formation de noyaux polyploïdes. On pense qu'il s'agit d'un simple trouble du cours de la mitose normale résultant d'un empêchement de la formation du fuseau et que la colchicine n'est pas capable de provoquer des stathmocinèses dans un tissu qui ne prolifère pas normalement. Mais cette opinion n'est pas vraiment prouvée, car jusqu'ici les expériences ont uniquement porté sur des méristèmes qui se développent spontanément et dont on ne peut contrôler la prolifération. Pour prouver que la colchicine ne provoque pas les mitoses dont elle perturbe le cours, mais détermine seulement le déroulement anormal de mitoses provoquées par un autre facteur, il est nécessaire d'expérimenter sur un tissu dont la prolifération puisse être contrôlée. Or de tels tissus existent. Gautheret a observé en effet, au cours de ses recherches sur la culture des tissus végétaux, que le parenchyme vasculaire de Topinambour ne prolifère qu'en présence d'hétéroauxine [2]. Nous avons donc cru intéressant d'étudier l'action de la colchicine sur ce matériel. Pour cela, nous avons suivi la croissance de fragments de rhizomes sur des milieux nutritifs renfermant des doses variées de colchicine et d'acide naphtyle acétique.

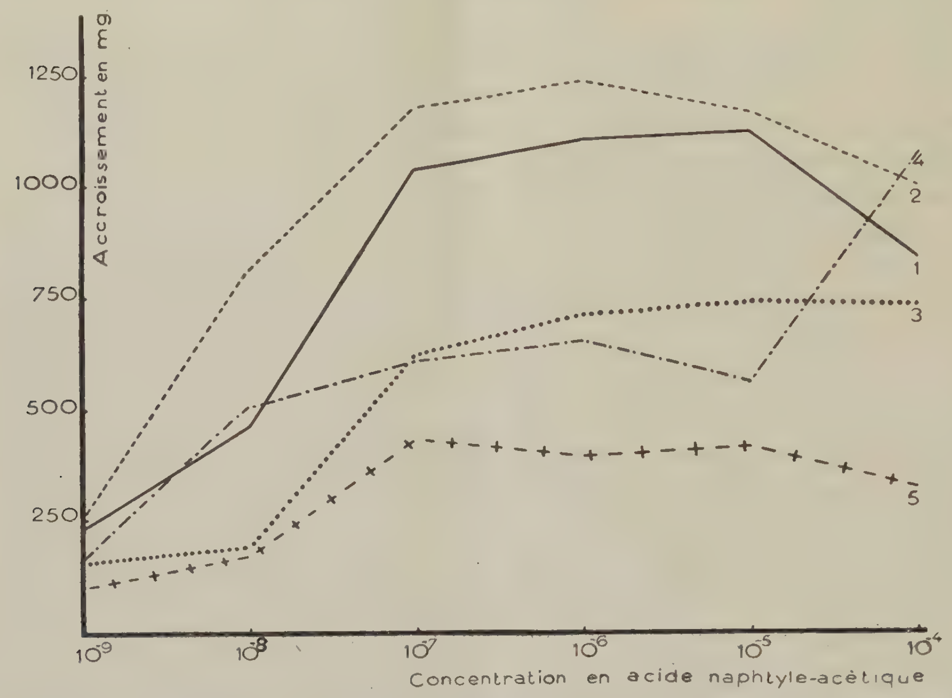
Le graphique résume les résultats que nous avons obtenus. On constate qu'en présence de faibles doses d'hétéroauxine (10^{-9}) les tissus ne se développent pas, quelle que soit la dose de colchicine employée. L'observation de coupes obtenues par les méthodes cytologiques confirme cette notion, car on constate que les cellules ne se modifient pas et qu'il n'y a ni mitoses, ni stathmocinèses. Donc la colchicine est incapable de produire de stathmocinèses dans un tissu qui ne prolifère pas de lui-même.

L'examen de ce graphique montre aussi que de faibles doses de colchicine (10^{-6}) renforcent l'action de l'hétéroauxine et permettent aux tissus de s'accroître plus activement que lorsque celle-ci est seule présente dans le substratum. Nous avons constaté que cette excitation de la croissance ne s'accompagne d'aucune anomalie des mitoses. La colchicine, employée à faible dose, semble donc être un excitant de la multiplication, à condition d'être employée concurremment à l'hétéroauxine. On remarquera d'ailleurs que cette action est d'autant plus marquée que la croissance est plus faible, c'est-à-dire qu'il y a moins d'hétéro-auxine dans le milieu. Ce résultat nous paraît

(1) Séance du 17 juillet 1944.
(2) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 24, 1942, p. 13-47.

bien établi, car nous l'avons obtenu dans deux séries d'expériences distinctes.

Notre graphique montre enfin que, si l'on élève la dose de colchicine au-dessus de 10^{-6}, celle-ci exerce une action inhibitrice de plus en plus intense à mesure



Accroissements de fragments de Topinambour ayant été cultivés sur des milieux renfermant des doses variées de colchicine et d'acide naphtyle-acétique. 1, témoin : cultures réalisées sans colchicine; 2, colchicine, 10^{-6}; 3, colchicine, 10^{-5}; 4, colchicine, 10^{-4}; 5, colchicine, 10^{-3}.

que la concentration est plus forte. L'examen de coupes permet de constater que, dans ces conditions, la région périphérique des explantats produit des cellules géantes renfermant des noyaux multilobés dérivant de stathmocinèses. L'une de nos courbes (4), concernant les tissus cultivés en présence de colchicine à la dose de 10^{-4}, présente une anomalie, car elle s'élève rapidement pour les fortes doses d'hétéro-auxine. Ceci est dû au fait que l'action conjuguée de la colchicine à une concentration de 10^{-4} et d'acide naphtyle acétique à la dose de 10^{-4} également rend les tissus spongieux, si bien que les fragments s'imbibent de milieu de culture, ce qui fausse les pesées. En résumé nos recherches montrent que :

1° des doses de colchicine inférieures au seuil d'action mitoclasique (10^{-6}) ne produisent aucune anomalie nucléaire, mais excitent la formation de mitoses provoquées par d'autres facteurs, notamment par l'acide naphtyle acétique;

2° à des concentrations plus élevées, égales ou supérieures au seuil d'action mitoclasique (10^{-5}, 10^{-4} etc.), la colchicine ne manifeste aucun effet mitogénétique, mais, au contraire, elle trouble le cours de mitoses provoquées par d'autres facteurs, notamment par l'acide naphtyle acétique, et inhibe la prolifération.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur une méthode histologique permettant de mettre en évidence la circulation polarisée de l'acide indole-acétique.* Note (¹) de M. **Roger Gautheret**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Les travaux classiques de Went, Beyer et Van der Weij ont établi que les auxines circulent au sein des tissus végétaux exclusivement dans le sens feuille-racine. Ces auteurs ont mis en évidence cette polarité de circulation au moyen de dosages. Plus tard Went et nous-même avons montré qu'en plaçant la région foliaire d'un fragment d'organe (²) au contact d'un milieu additionné d'hétéroauxine, il se forme des racines dans la région radicale, ce qui prouve également que cette substance circule dans le sens feuille-racine. Nous avons confirmé ces résultats par des observations histologiques dont voici le principe. On cultive des tranches de Carotte sur un milieu additionné de 1^{mg} d'acide indole-acétique par litre (10^{-6}). Au bout d'un mois on examine au microscope des coupes radiales pratiquées dans ces tranches. On observe alors les résultats suivants :

Les tranches dont la face radicale est baignée par la solution produisent sur

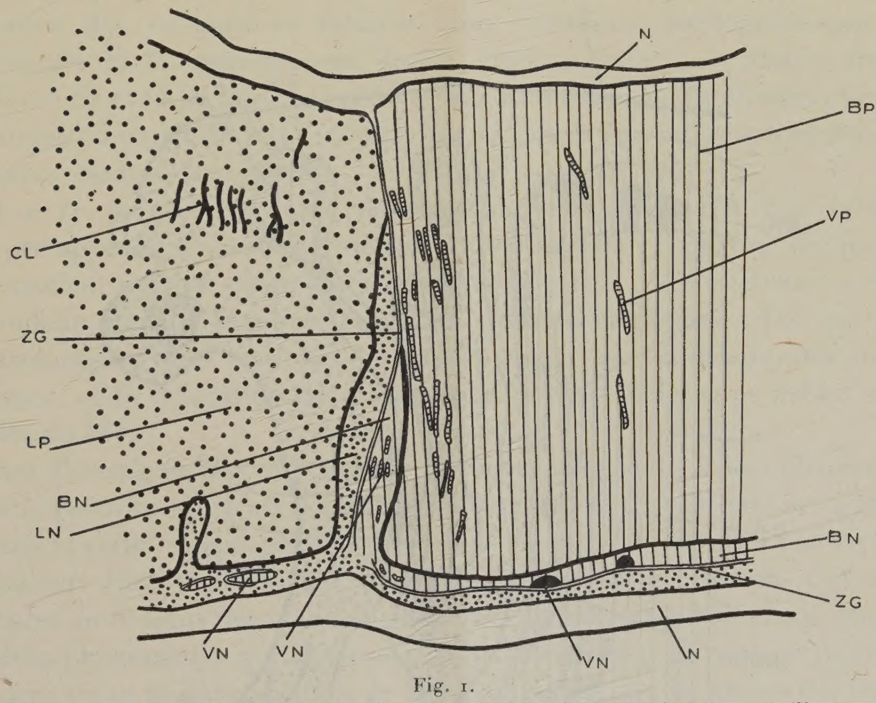


Fig. 1.

Coupe radiale pratiquée dans une tranche de Carotte ayant été cultivée sur un milieu renfermant 1^{mg} d'acide indole acétique par litre (10^{-6}) dans une position telle que sa face radicale soit au contact du milieu.

BP et BN, parenchymes vasculaires préexistant et néoformé; VP et VN, vaisseaux préexistants et néoformés; LP et LN, libers préexistant et néoformé; ZG, zone génératrice libéro-ligneuse; CL, cordon libérien; N, tissu néoformé homogène.

cette face un cal de structure complexe (*fig.* 1). En face du parenchyme vasculaire, ce cal comporte un tissu néoformé (N) dans lequel se trouve une zone génératrice (ZG) raccordée à la zone génératrice normale de la tranche et pro-

(¹) Séance du 17 juillet 1944.

(²) La région foliaire d'un fragment d'organe est la partie qui se trouve du côté du bourgeon terminal lorsque le fragment appartient encore à la plante intacte. La région opposée est appelée région radicale.

duisant vers l'extérieur du parenchyme vasculaire et vers l'intérieur du liber. Ces formations s'observent d'ailleurs sans hétéroauxine. En face du liber l'hétéroauxine provoque la formation de cellules ligneuses (VN) noyées dans un tissu néoformé de type libérien. Ces formations sont toujours superficielles, ce qui indique que l'hétéroauxine ne pénètre pas profondément dans les tissus. Enfin la zone génératrice libéro-ligneuse préexistante prolifère dans la région radicale pour donner du parenchyme vasculaire et du liber néoformés. Cette prolifération localisée n'est pas due à l'hétéroauxine, mais semble résulter de l'accumulation, dans la région radicale, des substances de division présentes dans les tissus.

En observant une coupe pratiquée dans une tranche dont la face foliaire est contre le milieu de culture, on observe une structure analogue. Mais la zone génératrice au lieu de proliférer seulement dans la région radicale fonctionne

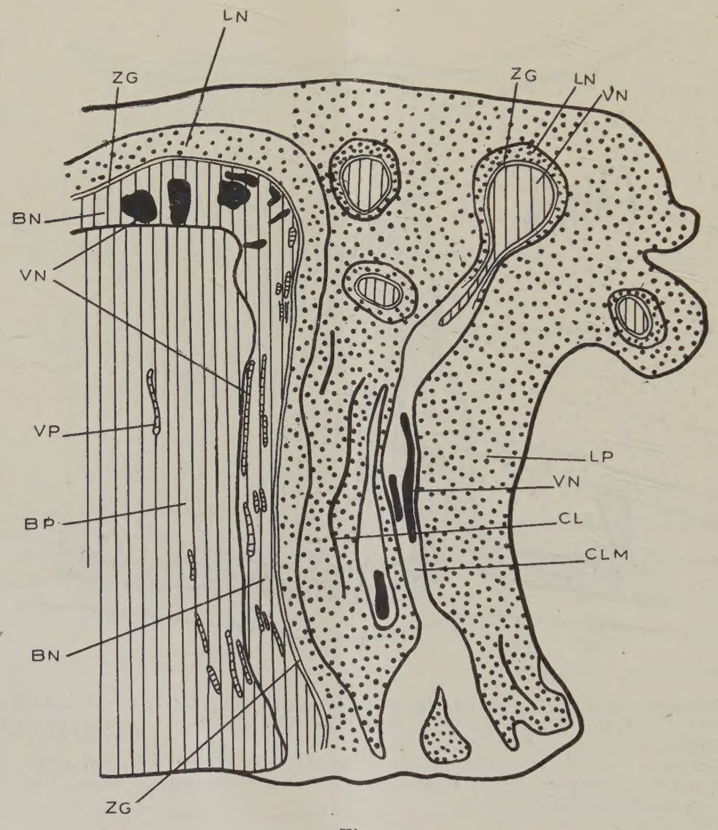


Fig. 2.

Coupe radiale pratiquée dans une tranche de Carotte ayant été cultivée sur un milieu renfermant 1^{mg} d'acide indole-acétique par litre (10^{-6}) dans une position telle que sa face foliaire soit au contact du milieu.

BP et BN, parenchymes vasculaires préexistant et néoformé; VP et VN, vaisseaux préexistants et néoformés; LP et LN, libers préexistant et néoformé; ZG, zone génératrice libéro-ligneuse; CL, cordon libérien; N, tissu néoformé homogène.

sur tout son trajet (*fig.* 2). Ceci montre que l'hétéroauxine a pénétré dans la profondeur du tissu cambial. En outre les cordons libériens (CL) qui parcourent le liber (LP) prolifèrent pour donner des faisceaux cribro-vasculaires

formés par une zone génératrice (ZG) produisant des vaisseaux (VN) et du liber (LN). Cette prolifération gagne la profondeur des tissus, ce qui montre que l'hétéroauxine a pénétré très loin.

En résumé, ces observations histologiques prouvent que l'acide indole-acétique ne circule pas dans le sens racine-feuille, mais uniquement dans le sens feuille-racine.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Relations phylogénétiques entre le* Tr. vulgare *et le* Tr. monococcum *d'après le pigment pourpre*. Note (1) de M. **Kuo-Chun Chin**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Nous avons signalé (2) la transmission héréditaire du pigment pourpre dans les hybrides de Blés : Engrains et Froments; froments français et chinois; froments européens, africains et canadiens. Ces documents permettent de présenter des conclusions relatives aux relations phylogénétiques entre *Tr. vulgare* et *Tr. monococcum*; les expériences faites à la Station Berthelot (Bellevue S.-et-O.) à partir de 1936 et aux Établissements Vilmorin (Verrières-le-Buisson) à partir de 1942, et poursuivies depuis sans interruption fournissent quelques résultats nouveaux.

Chez *Tr. monococcum* var. *vulgare*, nous avons observé que la couleur pourpre apparaît d'abord dans le coléoptile, puis dans les gaines des plantules; cette couleur persiste jusqu'à la mi-avril et disparaît peu à peu avec la chaleur. La couleur pourpre réapparaît dans les anthères en fanaison. Dès que les épis se développent, nous trouvons des anneaux pourpres au-dessous des nœuds de chaumes, et la coloration de ces anneaux persiste longtemps même après la récolte du Blé.

Chez *Tr. vulgare* var. *Blé pourpre de Ngan-King*, nous avons observé que la couleur pourpre apparaît d'abord dans le coléoptile, puis dans les gaines des plantules; cette couleur persiste jusqu'à la mi-avril et disparaît peu à peu avec la chaleur. Plus tard les épis se développent et nous trouvons des anneaux pourpres au-dessous des nœuds de chaumes, comme chez l'Engrain. Mais il y a d'autres phénomènes qui séparent ces deux espèces : la couleur pourpre des anthères ne se montre pas chez le Blé de Ngan-King; les gaines des feuilles et les chaumes ne portent pas de pigment pourpre chez l'Engrain, alors qu'il est très abondant chez le Blé pourpre de Ngan-King. Enfin les grains de l'Engrain ne présentent pas de couleur pourpre; le Blé de Ngan-King est précisément défini par la présence du pigment pourpre dans les téguments de ses grains.

Le pigment pourpre ne se présente pas sur toutes les variétés de *Tr. monococcum* par exemple, chez *Tr. monococcum* var. *flavescens* (Engrain double). Nous n'en trouvons aucune trace ni sur les coléoptiles, ni sur les plantules, ni sur les gaines des feuilles, ni sur les tiges, ni sur les grains. Sur différentes

(1) Séance du 24 juillet 1944.
(2) *Comptes rendus*, **218**, 1944, pp. 975 et 1004; **219**, 1944, p. 78.

variétés de *Tr. vulgare*, que nous possédons à Bellevue et à Verrières-le-Buisson, nous en avons observé et mentionné quelques aspects qu'il est inutile de rappeler ici. La plupart des variétés de *Tr. vulgare* n'ont pas de pigment pourpre; dans certaines variétés il n'y a que des anneaux pourpres au-dessous des nœuds de chaumes et cela tantôt dans une partie de lignée, tantôt dans toute la lignée. Cela nous conduit à penser que les variétés pourpres de *Tr. vulgare* sont des mélanges à ascendance complexe et l'Engrain double qui diffère notablement de *Tr. monococcum*, doit être rapproché des Froments par l'absence du pigment pourpre et une série d'autres caractères, contrairement aux classifications adoptées par Körnicke (1873) et Percival (1921).

Le pigment pourpre disparaît souvent dans les hybrides par suite de disjonction. Nous citons deux cas :

Premier cas. — ♀ Blé p. L, m. n° 1 × ♂ [T. 105 garnet × (Allora × Florence) 12104/L]. La mère et le père ont porté du pigment pourpre, mais, parmi leurs descendants, nous avons trouvé des lignées sans pigment pourpre.

Deuxième cas. — L'Hybride de la paix dont nous nous sommes servi comme père pour l'hybride de Blé *monococcum* × *vulgare* est le produit d'une suite d'hybridation. Parmi ses ancêtres il y a eu des variétés à pigment pourpre, mais l'Hybride de la paix en offre peu de trace.

En 1936, nous avons fécondé le Blé Engrain par le Froment; les descendants du type paternel portent le pigment pourpre avec les traits constatés chez les Blés chinois (Blé pourpre de Ngan-King, Blé rouge de Han-Kéou). Ce qui est remarquable, c'est que le même phénomène paraît s'être produit chez les Blés africains [T. 105 garnet × (Allora × Florence) 12104/L] et Pusa 4-1076/5/4, à savoir la présence de pigment pourpre sur les plantules, sur les tiges, sur les gaines de feuilles avec des anneaux pourpres au-dessous des nœuds; les combinaisons ainsi apparues se maintiennent dans les générations ultérieures, fait qui nous conduit à penser que les variétés de *vulgare*, qui portent du pigment pourpre, sont ou bien des hybrides fixés, ou des variétés élémentaires contemporaines de l'origine de *vulgare*.

La présence de pigment pourpre sur les tiges et sur les gaines des feuilles est moins importante que celle visible sur les coléoptiles, sur les plantules, sur les anthères ou sur les grains, car le milieu extérieur agit sur le développement du pigment pourpre; la portion de tige enveloppée par les gaines de feuilles en porte beaucoup moins la preuve de l'influence du milieu extérieur. L'Engrain ne porte pas le pigment pourpre sur les tiges, ni sur les gaines des feuilles, fait qui nous semble moins important; le point capital est que le pigment pourpre se présente dans les anthères, fait qui distingue nettement l'Engrain des Froments.

A 17^h l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à $17^h 10^m$. A. Lx.